

系统中最多可以接入 15 台仪器设备,总的传输距离可达 20 米,设备之间数据传送最高速率为 1 兆位组/秒。

接入系统的设备分三类,即控制设备、发送设备和接收设备。控制设备在整个系统中一般只有一台,它对仪器系统进行控制和管理。我们通常用微型计算机作为控制设备。发送设备(如数字电压表、数字式锁相放大器、光子计数器等)从外界测量数据,然后送到系统中的其它设备。接收设备(如数字式绘图仪、打印机、显示装置等)从系统中其它设备接收数据,然后向外界输出或作出记录。当然,有的仪器设备可以兼有两种功能,甚至三种功能兼备。例如,一台程序控制式示波器可以兼作发送设备和接收设备。

凡接入系统中的仪器设备都必须包括两部分,一部分具有特定仪器的功能,另一部分就是标准接口(见图 16)。

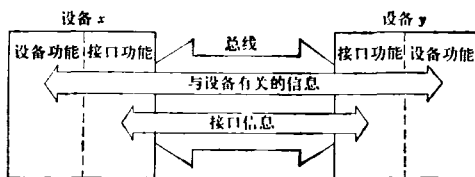


图 16 仪器功能的区分

由于不同仪器设备的功能可能有相当大的

差异,数据总线上传送的数据也可以是各式各样的(如选定设备的地址、设定参数、测量数据、控制命令或设备状态等)。因此,接口的设计是比较复杂的。现在已经有 IEEE-488 接口片子,专供组装仪器标准接口用。对于功能强的接口,一般多采用微处理机控制,主要由软件进行识别控制。

除了上述仪器标准接口外,还有 RS-232C, RS-423 和 RS-422 等串行标准接口。如加上调制解调器(MODEM),还能够进行数据通信,与远处的仪器设备协同工作。

以上介绍了微处理机技术在物理实验中可能应用的一些方面。由这些应用可以看到,微处理机系统的设计是十分灵活的,能够设计出各种高性能的系统,以满足物理实验提出的不同要求。在有些应用中,甚至可以采用多微处理机结构,这些微处理机协同工作,使系统性能更加完善。

参 考 文 献

- [1] 高宗仁,物理, 9(1980), 34.
- [2] S. Cova, A. Longoni, *Rev. Sci. Instrum.*, **50**(1979), 296.
- [3] C. L. Pomernacki, *Rev. Sci. Instrum.*, **48** (1977) 1420.
- [4] D. C. Loughry, M. S. Allen, *Proc. IEEE*, **66**(1978) 162.

光 抽 运 技 术

——一种原子物理学的实验方法

陈扬裴 龚顺生

(中国科学院武汉物理研究所)

利用物质和电磁波的相互作用是研究物质微观结构的一种主要手段。多年来光谱学的研究提供了大量有关原子和分子结构的数据,大大地推动了原子和分子物理学的进展。但是如果了解原子、分子等微观粒子内部更加细微

的结构和变化,光谱方法由于受到仪器分辨率和谱线线宽的限制,往往得不到满意的结果。为此发展了波谱学的研究方法,即直接观测原子精细、超精细或塞曼子能级间的微波或射频共振(常称为磁共振)。和光频共振相比,微波或

射频共振所涉及的能级间的能量差很小，相应的由玻耳兹曼分布所造成的粒子集居数差也很小，加之磁偶极跃迁几率比电偶极跃迁几率小得多，因此磁共振波谱方法面临着一个如何提高共振信号强度的问题。对于凝聚态物质的波谱学，如核磁共振(NMR)和电子顺磁共振(EPR)，由于样品浓度较大，再配合高灵敏的电子技术探测方法，尚可获得满意的共振信号。但对于研究自由原子的汽态波谱学来说，由于样品浓度要低好几个数量级，就得另想办法来提高共振信号强度。本文将介绍的光抽运技术就是一种主要的汽态波谱学实验方法^[1-3]。

光抽运是指用光照射的办法打破原子在所研究能级间的热平衡玻耳兹曼分布，造成所希望的集居数差，这样就可以在样品浓度较低的情况下提高共振信号强度；同时，在激励原子的磁共振后，不直接探测原子对微波或射频量子的发射或吸收，而是采用光探测的方法，探测原子对光量子的发射或吸收。由于光量子的能量比微波或射频量子高几个数量级，所以探测的共振信号大大增强了。因此典型的光抽运技术是指通过“光抽运—磁共振—光探测”的程序来研究原子细微结构的一种实验方法。

光抽运技术由 A. Kastler 等人于五十年代初期提出。在 1966 年，Kastler 由于在光抽运技术方面的贡献而荣获诺贝尔奖金。几十年来，用光抽运技术对许多原子、离子和分子进行了大量研究工作，所得结果极大地丰富了我们对于微观粒子结构的了解。这些了解包括原子的磁矩和 g 因子、能级寿命、能级的精细和超精细结构、塞曼分裂和斯塔克分裂、原子间相互作用及与其他物质的相互作用等。光抽运技术对碱原子激发态精细与超精细结构的实验研究，对于修正现有碱原子结构理论起了很大的推动作用。另一方面，光抽运技术还直接导致了两项具体应用，即光抽运时间频率标准和光抽运磁强计。此外，光抽运技术还在激光技术、激光光谱研究、激光化学、同位素分离、原子核物理、天体物理、等离子体物理、表面物理等方面有着广泛的应用。

物理

下面我们分几个方面介绍光抽运技术在原子结构研究中的作用。

一、研究原子基态的光抽运技术

1. 基态塞曼光抽运技术^[4]

我们以测定 Na^{23} 原子基态能级 g 因子为例，介绍原子基态塞曼能级光抽运技术。

实验装置如图 1 所示。 Na^{23} 原子在恒定磁场 H_0 中的能级如图 2 所示。钠灯中盛有 Na^{23} ，

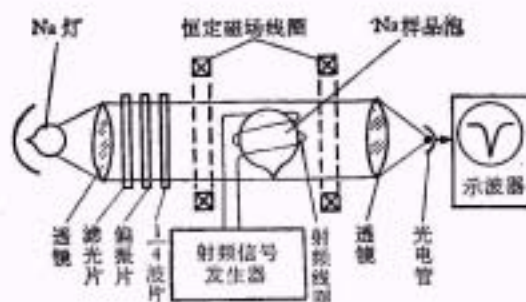


图 1 Na^{23} 原子基态塞曼光抽运实验装置

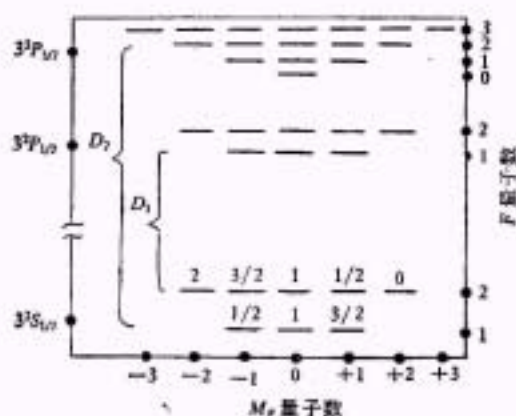


图 2 Na^{23} 原子基态和第一激发态能级
(基态各子能级上的数字为对 D_1 光的相对吸收几率)

用放电的办法使它发出 $D_1(5896 \text{ \AA})$ 、 $D_2(5890 \text{ \AA})$ 两条共振光谱线。钠灯前面放置的 D_1 滤光片、偏振片和 $\frac{\lambda}{4}$ 波片是为了滤除钠灯发出的 D_2 线，并将 D_1 线变成圆偏振光后再投射到样品泡上。在平时，样品泡中绝大多数 Na^{23} 原子都近似均匀地分布在基态 ($3^2S_{1/2}$) 各个子能级上。当样品泡受到光照射时，按照跃迁的玻尔

频率条件,泡中一个基态 Na^{23} 原子吸收一个 D_1 光子可以跃迁到 $3^2P_{\frac{1}{2}}$ 态. 同时,按照角动量守恒条件, Na^{23} 原子吸收圆偏振光子只能产生 $\Delta m_F = \pm 1$ 的跃迁(正负号分别对应于左旋或右旋圆偏振光). 我们假定实验是用左旋圆偏振 D_1 光进行激励,则处在基态各子能级上的 Na^{23} 原子将按图 2 中所标明的相对吸收跃迁几率激发到 $3^2P_{\frac{1}{2}}$ 态. Na^{23} 原子在 $3^2P_{\frac{1}{2}}$ 态只能停留大约 10^{-8} 秒的时间,随即按 $\Delta m_F = 0, \pm 1$ 的选择定则自发衰变回基态各子能级. 由于基态各子能级对圆偏振光子的吸收几率是不同的,如果忽略基态间的弛豫效应,那么经过这样多次激发与衰变后,样品泡中的 Na^{23} 原子都将集居于吸收几率为零的基态 $F = 2, m_F = +2$ 能级上. 这就是我们所说的光抽运过程. 通常,我们称这种由光抽运造成的原子向某一能级集中的状态为极化.

当样品泡中的 Na^{23} 原子在 $F = 2, m_F = +2$ 子能级上实现极化以后,由于这个子能级对左旋 D_1 圆偏振光子的吸收几率为零,样品泡就不再吸收入射光子,即泡对入射光变得透明了,所以光电管所接收的透射光最强. 这时,在样品泡上加入一个与恒定磁场 H_0 垂直的射频磁场 H_{rf} ,并使射频磁场频率 ν_{rf} 恰好等于 Na^{23} 原子基态塞曼子能级间的共振频率 ν_0 ,即

$$\nu_{rf} = \nu_0 = g_F \mu_0 H_0 / h, \quad (1)$$

就会发生 Na^{23} 原子基态塞曼共振跃迁. 在(1)式中, μ_0 为玻尔磁子, h 为普朗克常数, H_0 为实验所用恒定磁场强度, g_F 为 Na^{23} 原子基态 $F = 2$ 能级的 g 因子.

一旦共振跃迁发生,样品泡中已被抽运到 $m_F = +2$ 态的 Na^{23} 原子就跃迁到其他子能级,使样品泡重新吸收入射光子,光电管接收到的透射光强减弱. 这样,施加在样品泡上的射频场频率与透过样品泡的光强有如图 3 所示的关系,它就是原子基态的塞曼共振谱线. 实验上可从透射光强最弱的点确定共振频率 ν_0 ,将所得的 ν_0 代入(1)式即可求得原子 g 因子的精确数值.

塞曼子能级间的共振频率与磁场呈线性关

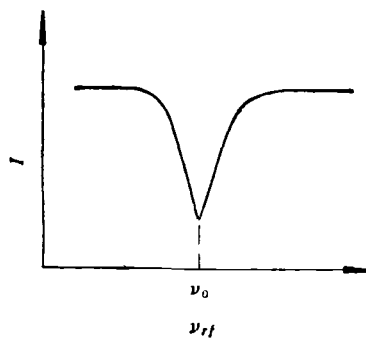


图 3 原子基态的塞曼共振谱线

系[见(1)式],因此塞曼光抽运技术常用于原子磁强计中,可对微弱磁场进行精密测量.

2. 基态超精细光抽运技术^[5]

铷原子基态超精细零场跃迁频率的精密测量及其对许多因素依赖关系的研究,对铷原子时间频率标准具有重要意义. 现以 Rb^{87} 原子基态超精细零场跃迁频率的精密测量为例,介绍原子基态超精细光抽运技术.

为了实现基态超精细光抽运,要求抽运光有明显的超精细光强差. 实验中利用同位素 Rb^{87} 和同位素 Rb^{85} 谱线在超精细分量上的微小差异,通过 Rb^{85} 对 Rb^{87} 滤光的办法来达到这个目的.

实验装置如图 4 所示,同位素滤光原理如图 5 所示. Rb^{87} 谱线的超精细分量 a 和 Rb^{85} 谱

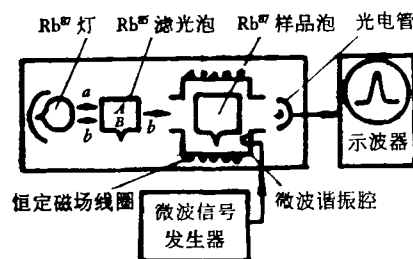


图 4 Rb^{87} 基态超精细光抽运实验装置

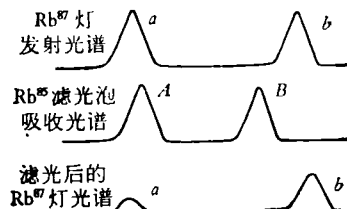


图 5 Rb 的同位素滤光原理

线的超精细分量 A 相互重叠；而 b 和 B 则相互分开。这样，利用盛有 Rb^{85} 的玻璃滤光泡，就可以吸收掉 Rb^{87} 灯的 a 分量而仅让 b 分量通过。 Rb^{87} 样品泡在 b 线的照射下，只有处在基态 $F=1$ 能级上的 Rb^{87} 原子吸收 b 光跃迁到激发态，而处在基态 $F=2$ 能级上的 Rb^{87} 原子由于频率不合就不能吸收 b 光产生跃迁。原子在激发态作短暂停留后，以相等的几率衰变到基态 $F=2$ 和 $F=1$ 能级。如果忽略各种弛豫过程，则经过反复抽运后样品泡中的 Rb^{87} 原子将全部被抽运到 $F=2$ 能级上，实现了粒子数的反转。这时，样品泡就不再吸收入射的 b 光，光电管接收到最大的透射光强。如果我们在微波谐振腔中送进一定频率的微波磁场，其频率恰好等于基态 $F=2 \leftrightarrow F=1$ 的跃迁频率（对 Rb^{87} 而言，频率为 $6,834,682,612.8\text{Hz}$ ），就将激励原子基态超精细共振跃迁，破坏原子在 $F=2$ 能级上的集居，使样品泡重新吸收入射的 b 光，从而使光电管接收到的透射光强减弱。因此，透射光强与微波场频率将呈现和图 3 相似的共振关系，由此即可确定原子基态超精细跃迁频率。

二、研究原子激发态的光抽运技术

1. 双共振方法^[6]

原子激发态的第一个光抽运实验是 Brossel 和 Bitter 在汞原子的第一激发态中进行的，这也是历史上第一个光抽运实验。

实验装置见图 6。汞样品泡放在恒定磁场 H_0 中，其能级如图 7 所示。汞灯发出波长为 2537 \AA 的光，由偏振器变成电矢量平行于 H_0 方向的线偏振光（称之为 π 光）。按照选择定则， π 光只能使样品泡中的汞原子产生 $^1S_0, m_j=0$ 能级到 $^3P_1, m_j=0$ 能级的电偶极跃迁。若不加射频场，则激发原子的自发衰变只能从 $^3P_1, m_j=0$ 能级向 $^1S_0, m_j=0$ 能级进行，辐射荧光仍然是 π 偏振光（此光只能在垂直于 H_0 方向上被探测到）。如果在样品泡处送进一个射频场，且频率恰好等于 3P_1 态塞曼子能级间的共振

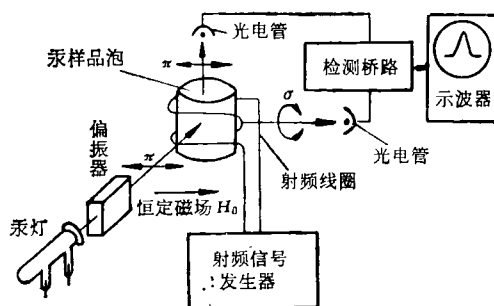


图 6 汞原子激发态光抽运实验装置

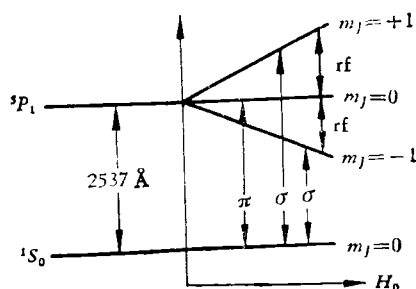


图 7 汞原子能级图

频率，就会使大量处在 $^3P_1, m_j=0$ 态的汞原子跃迁到 $^3P_1, m_j=\pm 1$ 能级，则汞原子的自发衰变就可能从 $^3P_1, m_j=\pm 1$ 能级向 $^1S_0, m_j=0$ 能级进行，辐射荧光中就出现了电矢量垂直于恒定磁场 H_0 的 σ 圆偏振光。和 π 光不同， σ 圆偏振光只能在平行于 H_0 的方向被探测（见图 6）。于是，辐射荧光中 I_σ 分量和 I_π 分量之比和射频场频率有如图 8 所示的共振谱线关系。共振峰所对应的射频场频率即为汞原子 3P_1 态的塞曼共振频率。由此可以测出 3P_1 态的 g 因子、能级寿命等参数。

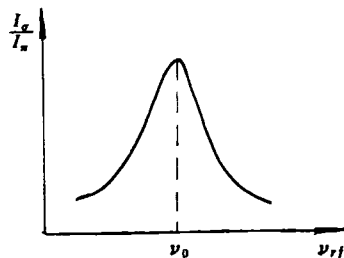


图 8 汞原子第一激发态塞曼共振谱线

2. 能级交叉方法^[7]

前面我们讲的是典型的光抽运实验，它包

括“光抽运—磁共振—光探测”三个环节.但是也有不激励磁共振的光抽运技术,能级交叉方法就是其中的一种.

能级交叉是原子能级之间的一种干涉效应.原子激发态超精细结构的塞曼子能级在特定数值的磁场中相互交叉,在交叉点上能级发生简并,使原子辐射荧光发生特殊变化.实验上可用这种变化来研究原子的能级结构.

图9是能级交叉光抽运的实验装置图,研究样品是玻璃泡中的He原子,其能级如图10所示.先用弱放电的方法使样品泡中He原子

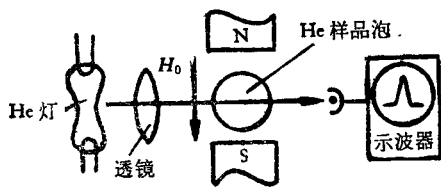


图9 He的能级交叉实验装置

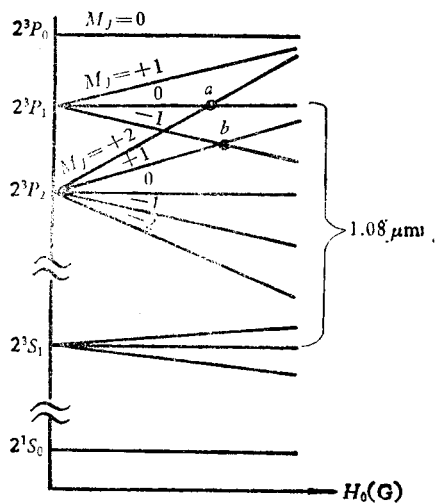


图10 He原子能级在外磁场中的交叉

激发到亚稳态 2^3S_1 , 然后由 He 灯发出的 $1.08\mu\text{m}$ 谱线把它们抽运到 2^3P 激发态, 再由光电探测器探测透射光强.

如果入射光为非偏振光, 当磁场调至 562.8 高斯和 578.6 高斯时, 透射光强出现两个峰值, 见图 11 (图中 I 为光强). 原因是在这两个特定的磁场值下, 分别出现了图 10 中 a 和 b 两个能级交叉点.

能级交叉点处的磁场值与超精细相互作用

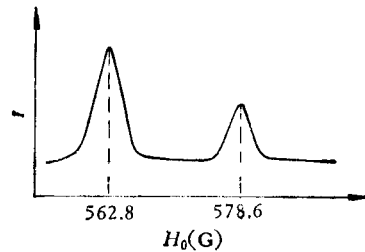


图11 He原子的能级交叉谱线

常数有确定的关系, 因此可以用能级交叉方法来测定超精细相互作用常数, 进而求出能级的超精细分裂值.

此方法的特点是: 不需要外加射频场, 并且可用于一些不易极化的原子, 同时分辨率和信噪比都较高. 随着激光的出现, 能级交叉效应配合激光光抽运方法, 已发展成一种高分辨率的激光光谱技术, 广泛地应用于原子和分子的研究中.

3. 光拍频方法^[8]

光拍频方法是光抽运技术中的又一种探测方法. 光拍频也是能级间的一种干涉效应. 如果原子同时受到抽运光场和射频场的作用, 由于激发态各塞曼子能级间的相干效应, 不同塞曼子能级辐射出来的荧光会产生拍频, 拍频频率正好等于激发态塞曼子能级间的共振频率, 因此可以用光拍频现象来探测原子的磁共振.

若用宽频谱超短脉冲的激光作为抽运光源, 这时的光拍效应常称为量子拍效应, 它是一种常用的高分辨率激光光谱技术.

三、研究原子高激发态的光抽运技术

原子高激发态精细和超精细结构的研究具有重要意义, 但以前在这方面缺乏有效的实验方法. 以碱原子为例, 以前的高激发态超精细测量只限于 P 态中. 自七十年代以来, 由于 Happer 等人引入碱原子高激发态的级联光抽运技术, 才开始对碱原子的高激发 S, D, F 等态的精细和超精细结构进行了大量的研究工作, 并取得了很多有意义的结果. 下面分普通光源和激光光源两方面介绍原子高激发态的光抽运技

术。

1. 普通抽运光源^[9]

按照原子跃迁的选择定则，基态为 S 态的碱原子经过一次光激励只能跃迁到各个激发 P 态，而不能直接到达各个激发 S, D, F 等态。如果需要研究原子的这些激发态，可采用级联跃迁方法。

级联跃迁的原理可用图 12 来说明。研究的对象是 Rb^{87} 原子的 $7^2S_{1/2}$ 态。用铷灯的第三共振线把样品泡中 Rb^{87} 原子激发到 7^2P 态。由于入射光是事先圆偏振化的，因此可以使 7^2P 态实现光抽运极化。当 7^2P 态 Rb^{87} 原子以一定的分支比衰变到 $7^2S_{1/2}$ 态时，会将一部分极化带到 $7^2S_{1/2}$ 态。这时，我们在样品泡上加进一个对应于 Rb^{87} 原子 $7^2S_{1/2}$ 态塞曼共振频率的射频场，同时观测从 $7^2S_{1/2}$ 态向 $5^2P_{3/2}$ 态衰变时所发出荧光的偏振特性。当射频场频率正好等于 $7^2S_{1/2}$ 态塞曼共振频率时，荧光的偏振特性将发生最大变化，从而可以测出在给定磁场下 Rb^{87} 原子 $7^2S_{1/2}$ 态塞曼共振频率，并可推求这个态的有关物理常数。

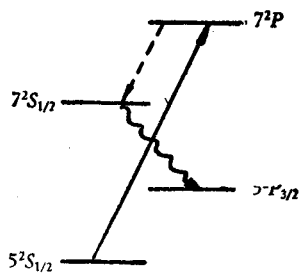


图 12 Rb^{87} $7^2S_{1/2}$ 态的级联光抽运

2. 激光抽运光源^[10]

上述的级联跃迁方法实际上还存在着两个困难：一是普通光谱灯的强度随着共振线频率的提高迅速减小；二是级联跃迁中间能级的能量越高，则向某一确定态衰变的分支比越小。这些都妨碍着对更高的激发态进行研究。但是，采用频率可调的激光器作为抽运光源，再配合分步激励方法，就可在很大程度上克服上述困难。

如对 Cs^{133} 的 $5^2F_{5/2}$ 态所进行的测量就是利用这种方法（见图 13）。先用普通铯灯把样品

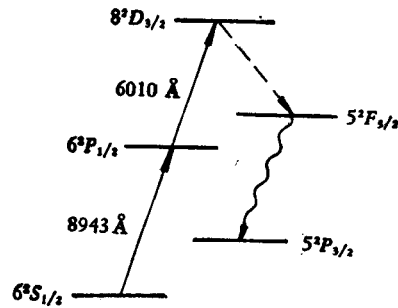


图 13 Cs^{133} $5^2F_{5/2}$ 态的激光分步激发、级联光抽运

泡中 Cs^{133} 原子从基态 $6^2S_{1/2}$ 激励到 $6^2P_{1/2}$ 态，再用染料激光器把这些处在 $6^2P_{1/2}$ 态的 Cs^{133} 原子进一步激励到 $8^2D_{3/2}$ 态，并使这个态极化。当原子从 $8^2D_{3/2}$ 态自发衰变到 $5^2F_{5/2}$ 态时，会将部分极化带到 $5^2F_{5/2}$ 态。这样，就可通过上述的双共振方法或能级交叉方法来推求出 $5^2F_{5/2}$ 态的能级结构。

此外，由于激光具有强度高和单色性好等特点，可对原子的高激发态进行选择性的激发，因而可以用激光光抽运方法来研究原子的高里德

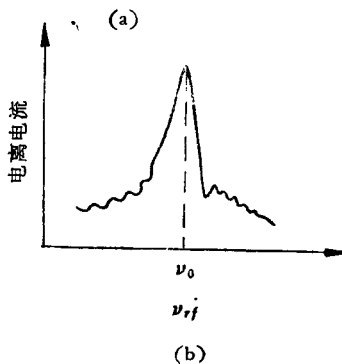
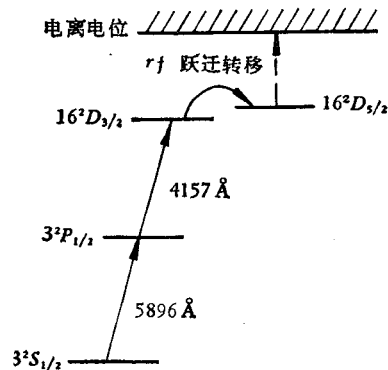


图 14 Na 高里德堡态 (16^2D) 的研究
(a) 实验原理；(b) 16^2D 态精细共振谱线

堡态。对高里德堡态原子的研究是近年来原子物理研究中比较活跃的一个领域。

采用激光光抽运并配合选择电离技术研究 Na 原子高里德堡态精细结构的例子见图 14^[11]。实验采用激光器把钠原子分两步激发到 $16^2D_{3/2}$ 态 [见图 14(a)]。在激发后 $1-2\mu\text{s}$ 时, 用一个脉冲电场使 $16^2D_{3/2}$ 态的 Na 原子电离, 但不能使 $16^2D_{1/2}$ 态的 Na 原子电离 (称为选择电离)。如果我们对这种处在高里德堡态的 Na 原子施加一个频率等于 $16^2D_{3/2} \rightarrow 16^2D_{1/2}$ 精细跃迁频率的电磁场, 并同时监测电离电流, 那么一旦 16^2D 态的精细共振跃迁产生, 大量 Na 原子便从 $16^2D_{3/2}$ 态转移到 $16^2D_{1/2}$ 态, 电离电流就会增加, 形成如图 14(b) 所示的共振谱线。由此共振谱线即可求得高里德堡态 Na 原子的精细结构间隔和其他参数。

四、间接光抽运技术

能直接进行光抽运的元素必须具备一些条件, 如容易制造出合适的光源, 容易建立起足够的蒸气压等。目前, 已直接进行过光抽运研究的元素有碱 (Li, Na, K, Rb, Cs), 汞 (Hg), 镉 (Cd), 锌 (Zn), 钡 (Ba), 镱 (Y), 氦 (He), 氖 (Ne), 氩 (Ar), 氙 (Xe), 铊 (Tl), 铅 (Pb) 以及铯离子 (Sr^+), 汞离子 (Hg^+) 和钡离子 (Ba^+) 等。

为了扩大光抽运研究对象, 发展了间接光抽运技术。其中主要有自旋交换碰撞方法, Penning 碰撞方法, 亚稳态交换方法, 电荷交换方法等。下面仅对前两种方法作一简要介绍。

1. 自旋交换方法^[12]

这种方法是 Dehmelt 在 1957 年为了精确测量电子磁矩而引入的。实验装置见图 15。电子是不能直接进行光抽运的样品, 而 Na 原子则可以。实验中把 Na 样品泡放在一对平板电极中, 用放电的方法使泡中产生自由电子, 并用光抽运方法使 Na 原子极化。极化的 Na 原子与电子相互碰撞, 进行自旋交换, 从而使电子获得极化。如果射频场等于电子的自旋共振频率, 则将使电子“去极化”, 并影响 Na 原子极化

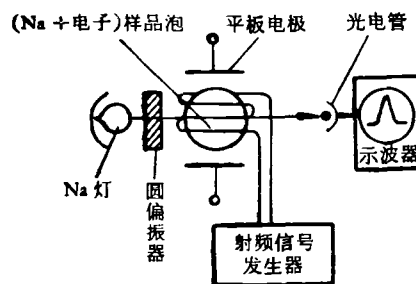


图 15 自由电子的自旋交换光抽运

程度, 进而改变了透射光强。由此测得电子磁矩精度高达 10^{-5} , 比以往方法精度提高 100 倍。

利用这种方法还对 H, D, T, N, P, Ag, Cu, Mn 以及 Ca^+ , Sr^+ , Hg^+ , He^+ , Rb^+ , Cs^+ 等进行了间接光抽运实验研究。

2. Penning 碰撞方法^[13]

这种方法主要适用于离子的间接光抽运。实验装置如图 16 所示。如要研究 Cd^+ 的磁共

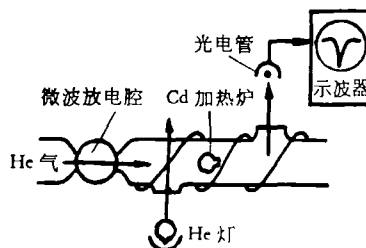


图 16 Cd^+ 的 Penning 碰撞光抽运

振, 就把 Cd 置于一个加热炉中。用流动的 He 气通进微波腔, 由微波放电产生亚稳态 He 原子。在加热炉的上游用 He 灯进行光抽运而获得极化的亚稳态 He 原子。在加热炉区域内, 极化的亚稳态 He 原子和 Cd 原子发生碰撞, 碰撞的结果可以使 Cd 原子变成激发态的 Cd^+ 离子, 而且还获得了部分极化 (即 Penning 碰撞)。这样, 再配合射频共振, 并在加热炉的下游探测荧光, 就可以得到 Cd^+ 的磁共振谱线。

目前利用这种方法已对 Cd^+ , Zn^+ , Ca^+ , Sr^+ , Ba^+ 等进行了间接光抽运研究。

由上面的介绍可以看出, 光抽运技术作为一种原子物理学的实验方法, 正发挥着很大的作用。利用光抽运技术测量原子参数, 不仅精度高 (有些参数的测量精度大大超过理论计算

值),而且和其他测量技术相比,设施简便。目前,能用光抽运技术研究的对象除了原子之外,已发展到离子、分子和原子核,可以研究的状态除了基态和低激发态外,还有高激发态。可以预计,随着光抽运技术的发展,它所研究的对象和状态还将不断扩大。

光抽运技术还和其他各种方法相互配合,取长补短,从而扩大研究范围。例如,把光抽运技术和原子束技术结合起来,已对很多元素的低激发态进行了精密测量^[14]。此外,对有些放射性同位素,也可以先用光抽运方法使之极化,然后通过 β 衰变的对称性作为极化程度的监测,可以测出其很多核参数和原子参数^[15]。

光抽运技术也是激光技术、高分辨率激光光谱技术的基础。目前利用光抽运技术研究各种激光器的寿命、效率、功率等工作极为普遍,新的激光器也不断问世。近几年对 K_2 , Na_2 , Rb_2 , Cs_2 聚子(dimer)进行了研究^[16],目的之一就是准备制造高功率的可调激光器。

在光抽运技术研究中,还发现了一些新的现象,并应用于实际。例如,由于对光抽运过程中高密度蒸气压自旋交换碰撞的研究^[17],制出了体积只有一支香烟大小的光抽运磁强计量子系统。采用激光光源进行光抽运研究,又发现了一些以往未曾发现的效应和应用。例如,“自生圆偏振双折射效应”的发现^[18];对火焰中原子团的激光光抽运研究^[19]以及利用激光光抽运技术直接显示磁场梯度的大小^[20]等等。

参 考 文 献

- [1] T. R. Carver, *Science*, **141**(1963), 599.
- [2] W. Happer, *Rev. Mod. Phys.*, **44**(1972), 169.
- [3] L. C. Balling, *Advances in Quantum Electronics*, Vol. 3, Edited by D. W. Goodwin, London and New York, Academic Press, (1975), 1.
- [4] Robert, L. DE. Zafra, *Am. J. Phys.*, **28**(1960), 646.
- [5] M. Ardit, T. R. Carver, *Proc. IEEE*, **51**(1963), 190.
- [6] J. Brossel, F. Bitter, *Phys. Rev.*, **86**(1952), 308.
- [7] F. D. Colegrove, P. A. Franken et al., *Phys. Rev. Lett.*, **3**(1959), 420.
- [8] J. N. Dodd et al., *Proc. Phys. Soc.*, **74**(1959), 789.
- [9] R. Gupta, W. Happer et al., *Phys. Rev. A*, **8**(1973), 2792.
- [10] S. Svanberg et al., *Phys. Rev. Lett.*, **30**(1973), 817.
- [11] T. F. Gallagher et al., *Phys. Rev. A*, **15**(1977), 1937.
- [12] H. G. Dehmelt *Phys. Rev.*, **109**(1958), 381.
- [13] L. D. Schearer, *Phys. Rev. Lett.*, **22**(1969), 629.
- [14] M. L. Perl, I. I. Rabi et al., *Phys. Rev.*, **98**(1955), 611.
- [15] P. Jacquinet, R. Klapisch, *Rep. Prog. Phys.*, **42**(1979), 773.
- [16] R. Gupta, W. Happer et al., *J. Chem. Phys.*, **68**(1978), 799.
- [17] W. Happer and H. Tang, *Phys. Rev. Lett.*, **31**(1973), 273.
- [18] A. C. Tam and W. Happer, *Phys. Rev. Lett.*, **33**(1977), 278.
- [19] S. M. Curry, W. Happer et al., *Phys. Rev. Lett.*, **40**(1978), 67.
- [20] A. C. Tam and W. Happer, *Appl. Phys. Lett.*, **30**(1977), 580.

更 正

卷 期	页 码	栏 次	误	正
10-5	284	右	[18]邹振隆等,4(1979)	[18]邹振隆等,中国科学,4(1979)
10-5	316	右	并络续	并陆续
10-6	332	左,图8中	iso	iso($\Delta x=0$)
10-6	378	右	C.基泰尔,杨顺华等译,	C.基泰尔著,杨顺华等译,
10-6	377	左	$P = \frac{1}{H_n} - \frac{1}{H_{n-1}}$	$P = \frac{1}{H_n} - \frac{1}{H_{n-1}}$
10-6	378	右	(3) 强度要低.	(3) 温度要低